

УДК 539.2

## МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛА С АДСОРБИРОВАННЫМ МОНОСЛОЕМ

Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин

Для макроскопического описания поверхности кристалла с адсорбированным монослоем введена новая независимая динамическая переменная — упругое смещение монослоя  $u^{(S)}$ , отличное в общем случае от смещения границы кристалла  $u$ . С учетом переменной  $u^{(S)}$  получены макроскопические уравнения динамики слоя адсорбированных атомов на деформируемом кристалле и проанализированы все типы низкочастотных локализованных и резонансных (квазилокальных) мод в такой системе. Показано, что тяжелый замедляющий адсорбированный слой может приводить к появлению двух поверхностных волн рэлеевской поляризации, причем более высокочастотная из них имеет точку окончания в области малых волновых чисел и переходит в псевдоповерхностную продольную волну. В случае слабосвязанного адсорбированного монослоя выяснены условия возникновения трех типов слабозатухающих резонансных мод, обусловленных скачком смещений  $u^{(S)}$ — $u$ . Проанализирована ситуация, когда законы дисперсии медленных поверхностных волн в кристалле с адсорбированным слоем имеют вид  $\omega \sim k^{1/2}$ , характерный для спектра двумерных плазмонов.

Как известно, поверхность кристалла обладает способностью адсорбировать чужеродные атомы. Исследование взаимодействия адсорбированных слоев с поверхностью представляет интерес в связи с технологическими приложениями (гетерогенный катализ, окисление, рост кристаллов, электроакустические микрорезонаторные устройства), а также для изучения фундаментальных законов поведения двумерных систем. Кроме того, примесный слой модифицирует спектр поверхностных фононов и может привести к образованию новых локализованных и резонансных мод. Развитие современных экспериментальных методов изучения поверхности, таких как спектроскопия характеристических потерь энергии электронов [1], неупругое рассеяние пучков атомов гелия [2] и других (см., например, [3, 4]), позволяет с высокой точностью измерять частоты колебаний атомов в адсорбированных слоях. С помощью этих методов в системах  $O | Pt(111)$ ,  $O | Ni(100)$  было обнаружено влияние адсорбированного монослоя на спектры поверхностных мод в кристаллах [5-7]. Теоретическое рассмотрение спектра поверхностных мод, модифицированных примесным монослоем, обычно проводится численными методами в рамках конкретных моделей решетки. Такой подход справедлив для описания достаточно коротковолновых возбуждений, поскольку при этом кристалл моделируется пластиной с конечным (как правило, не очень большим) числом атомных слоев (например,  $N=20$  в [5-8]). Однако описание поверхностных мод численными методами в рамках динамической теории решетки становится чрезвычайно затруднительным при исследовании длинноволновых поверхностных колебаний, особенно в анизотропных средах. В связи с этим становится актуальной задача об описании влияния адсорбированного слоя на поверхностные волны в рамках макроскопической теории. При этом по силе связи с подложкой можно выделить два типа адсорбированных монослоев: 1) «сильносвязанный» примесный слой,

у которого силовая константа связи с упругой подложкой порядка (или больше) силовых констант в объеме кристалла (например, в случае хемосорбции атомов Н на W (100) [9]); 2) «слабосвязанный» примесный монослой, у которого силовая связь с подложкой значительно меньше характерных силовых констант в объеме (например, в случае адсорбции благородных газов на графите [10]).

Влияние сильносвязанного адсорбированного слоя на макроскопическую динамику поверхности может быть учтено введением в граничные условия теории упругости капиллярных эффектов, т. е. сведено к перенормировке приповерхностных акустических параметров кристалла (поверхностные напряжения, избыточные поверхностные модули и плотность) [11-15]. Влияние же слабосвязанного адсорбированного монослоя на поверхностные колебания не сводится лишь к перенормировке акустических параметров, и описание такого влияния требует учета собственной (внутренней) динамики слоя. В настоящей работе в рамках теории упругости описано влияние адсорбированного монослоя на макроскопическую динамику поверхности кристалла. Предложенное описание включает в себя оба предельных случая «1», «2», что позволило рассмотреть влияние примесного слоя на все типы длинноволновых низкочастотных поверхностных и резонансных мод в кристалле.

### 1. Уравнения макроскопической динамики адсорбированного монослоя на поверхности деформируемого кристалла

Для макроскопического описания системы полубесконечный кристалл — адсорбированный монослой необходимо ввести новую независимую динамическую переменную — упругое смещение примесного слоя  $u^{(s)}$ , отличное от смещения на поверхности подложки  $u$ . Аналогичная переменная  $u^{(s)}$  была введена ранее [16, 17] при описании в рамках теории упругости макроскопической динамики плоского дефекта в глубине кристалла (типа дефекта упаковки или плоскости двойникования). С учетом переменной  $u^{(s)}$  плотность свободной поверхностной энергии в квадратичном по смещениям и деформациям приближении можно записать в виде

$$F_s = \frac{1}{2} A_{ik} (u_i^{(s)} - u_i) (u_k^{(s)} - u_k) + \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} \frac{\partial u_i^{(s)}}{\partial x_\alpha} \frac{\partial u_i^{(s)}}{\partial x_\beta} + \frac{1}{2} h_{\alpha\beta\gamma\delta} u_{\alpha\beta}^{(s)} u_{\gamma\delta}^{(s)}, \quad (1)$$

где  $A_{ik}$  — тензор силовых постоянных, описывающий упругое взаимодействие адсорбированного слоя с подложкой;  $g_{\alpha\beta}$ ,  $h_{\alpha\beta\gamma\delta}$  — тензоры остаточных поверхностных напряжений и упругих модулей двумерного кристалла (монослоя); греческие индексы  $\alpha, \beta, \gamma, \delta = 1, 2$  нумеруют оси координат в касательной плоскости;  $i, k = 1, 2, 3$  (ось 3 направлена по внешней нормали к поверхности). Приравнявая нулю вариацию объемной и поверхностной (1) свободной энергии (с учетом кинетической энергии), получаем объемные уравнения движения  $\rho u_i = \partial \sigma_{ik} / \partial x_k$  и следующие динамические граничные условия к ним на поверхности  $Z=0$ :

$$\sigma_{iz} = A_{ik} (u_k^{(s)} - u_k), \quad \sigma_{iz} = g_{\alpha\beta} \nabla_\alpha \nabla_\beta u_i^{(s)} + \delta_{i\beta} h_{\alpha\beta\gamma\delta} \nabla_\alpha u_{\gamma\delta}^{(s)} - \rho_s u_i^{(s)}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{ik}$  — тензор объемных упругих напряжений,  $\rho$  — плотность кристалла,  $\rho_s$  — поверхностная плотность (на единицу площади) двумерного кристалла.

Применим предложенный подход для нахождения спектра и поляризации низкочастотных локализованных и резонансных поверхностных мод в упругоизотропной среде с адсорбированным монослоем. Решение задачи ищем в виде  $u^{(s)} \sim \exp(ikx - i\omega t)$ ,  $u = u_1 + u_2$ , где  $\text{rot } u_1 = 0$ ,  $\text{div } u_2 =$

$=0$ , причем  $u_{i, l} \sim \exp [x_i, l z + i k x - i \omega t]$ ,  $u_{lx} = i k u_{lx} / x_l$ ,  $u_{lx} = i x_i u_{lx} / k$ ,  $x_l = (k^2 - \rho \omega^2 / C_{11})^{1/2}$ ,  $x_i = (k^2 - \rho \omega^2 / C_{44})^{1/2}$ ,  $\omega$ ,  $k$  — частота и волновое число. Используя граничные условия (2), получаем следующие дисперсионные уравнения для поверхностной упругой волны, взаимодействующей с адсорбированным монослоем (1):

$$[(\rho \omega^2 - 2C_{44}k^2)^2 - 4C_{44}^2 k^2 x_i x_l] [\rho_S \omega^2 - A_1 - \tilde{h}_{11} k^2] (\rho_S \omega^2 - A_3 - g_1 k^2) = \\ = A_1 A_3 (\rho_S \omega^2 - g_1 k^2) (\rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{11} k^2) (k^2 - x_i x_l) + \rho \omega^2 [A_1 x_i (\rho_S \omega^2 - A_3 - g_1 k^2) \times \\ \times (\rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{11} k^2) + A_3 x_l (\rho_S \omega^2 - g_1 k^2) (\rho_S \omega^2 - A_1 - \tilde{h}_{11} k^2)] \quad (3)$$

для волны, поляризованной в сагиттальной плоскости (рэлеевская поляризация), и

$$x_i [\rho_S \omega^2 - A_2 - \tilde{h}_{66} k^2] = \frac{A_2}{C_{44}} (\tilde{h}_{66} k^2 - \rho_S \omega^2) \quad (4)$$

для чисто сдвиговой поверхностной волны с горизонтальной поляризацией. В (3), (4) введены обозначения:  $\tilde{h}_{11} = h_{11} + g_1$ ,  $\tilde{h}_{66} = h_{66} + g_1$ . С помощью дисперсионных соотношений (3), (4) изучим влияние на длинноволновые поверхностные колебания кристалла как сильносвязанного, так и слабо-связанного адсорбированного монослоя.

## 2. Сильносвязанный адсорбированный слой

Сильносвязанному примесному слою соответствует предел достаточно больших силовых констант связи с подложкой. Действительно, как видно из граничных условий (2), при  $A_i \rightarrow \infty$  имеем  $u^{(S)} = \mathbf{u}$ , т. е. внутренняя (собственная) динамика примесного слоя в области частот сплошного спектра кристалла не проявляется. При  $\rho_S \omega^2 \ll A_i$  дисперсионные уравнения (3), (4) принимают следующий вид:

$$(\rho \omega^2 - 2C_{44}k^2)^2 - 4C_{44}^2 k^2 x_i x_l = (k^2 - x_i x_l) (\rho_S \omega^2 - g_1 k^2) (\rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{11} k^2) - \\ - \rho \omega^2 [(\rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{11} k^2) x_i + (\rho_S \omega^2 - g_1 k^2) x_l], \quad (5)$$

$$C_{44} x_i = \rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{66} k^2. \quad (6)$$

Соотношения (5), (6) описывают влияние находящегося в акустическом контакте с подложкой тонкого упругого слоя с остаточным напряжением на поверхностные рэлеевские и сдвиговые волны.

Из уравнений (5), (6) можно выяснить условия существования поверхностных упругих волн с законом дисперсии  $\omega \sim k^{1/2}$ , характерным для спектра двумерных плазмонов. Как для плазмонов в двумерном электронном газе, так и для поверхностных акустических волн в системе слой—подложка этот специфический закон дисперсии обусловлен дальнедействующим взаимодействием колебаний, передаваемым через подложку [18, 19]. В [20, 21] обсуждается возможность вклада коллективных возбуждений двойников границ с таким необычным для акустики законом дисперсии («диаденонов» в термодинамические и кинетические характеристики высокотемпературных сверхпроводников.

В случае волн рэлеевской поляризации при выполнении условий  $\rho \omega^2 \ll C_{44} k^2$ ,  $\rho_S \omega^2 \gg h_{11} k^2$ ,  $g_1 k^2$  из (5) получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(\rho_S \omega^2)^2 - 4\rho_S \omega^2 \frac{C_{11} C_{44}}{C_{11} + C_{44}} k + 4C_{44}^2 \frac{C_{11} - C_{44}}{C_{11} + C_{44}} k^2 = 0, \quad (7)$$

откуда находим законы дисперсии двух ветвей поверхностных волн, существующих в области  $k \gg \rho / \rho_S$

$$\rho_S \omega_{1,2}^2 = \frac{2C_{44} (C_{11} \pm C_{44})}{C_{11} + C_{44}} k. \quad (8)$$

С другой стороны, в предельно длинноволновой области  $k \rightarrow 0$ , когда можно пренебречь капиллярными эффектами, уравнение (5) определяет только одну ветвь поверхностных колебаний — поверхностную волну Рэлея на свободной границе твердого тела. Следовательно, одна из более коротковолновых поверхностных ветвей (8) должна иметь точку окончания со стороны меньших волновых чисел. Как можно убедиться из уравнения (5), в случае тяжелого замедляющего примесного слоя точкой окончания обладает более высокочастотная ветвь (кривая 2 на рис. 1) на волновом числе  $k_0 \sim \rho/\rho_S$ , при котором она пересекается с границей сплошного спектра  $\omega = (C_{44}/\rho)^{1/2} k$ .

В области сплошного спектра ( $k < k_0$ ,  $\omega > k (C_{44}/\rho)^{1/2}$ ) эта ветвь переходит в псевдоповерхностную волну (квазилокальную моду) с продольной поляризацией, скорость и затухание которой зависит от коэффициента Пуассона твердого тела [22, 23].

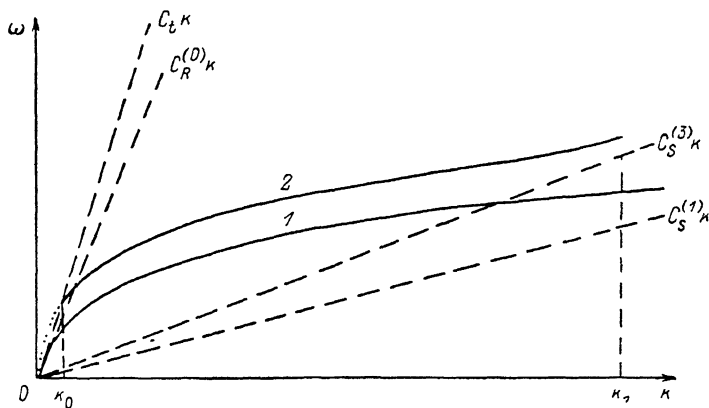


Рис. 1. Законы дисперсии поверхностных волн рэлеевской поляризации в кристалле с тяжелым замедляющим сильносвязанным адсорбированным слоем, характеристики которого удовлетворяют условиям (9).

$C_R^{(0)}$  — скорость рэлеевской волны на свободной поверхности твердого тела.  $C_S^{(1)} = \min \{ (g_1/\rho_S)^{1/2}, (\tilde{h}_{11}/\rho_S)^{1/2} \}$ ,  $C_S^{(3)} = \max \{ (g_1/\rho_S)^{1/2}, (\tilde{h}_{11}/\rho_S)^{1/2} \}$ ,  $C_S^{(1)} \leq C_S^{(2)} \leq C_R^{(0)}$ ,  $k_0 \sim \rho/\rho_S$ ,  $k_1 \sim C_{44}/\tilde{h}_{11} \sim C_{44}/g_1$ .  
 При  $k_0 < k < k_1$   $\omega_1^2 = k \cdot 2C_{44} (C_{11} - C_{44}) / (C_{11} + C_{44}) \rho_S$  (1),  $\omega_2^2 = k \cdot 2C_{44}/\rho_S$  (2).

На рис. 1 сплошными линиями изображены две ветви поверхностных волн рэлеевской поляризации при наличии тяжелого замедляющего примесного слоя, характеристики которого удовлетворяют следующим условиям:

$$\max \{ g_1/\rho_S, \tilde{h}_{11}/\rho_S \} \ll C_{44}/\rho, \rho_S/\rho \gg a \quad (9)$$

( $a$  — межатомное расстояние или эффективная толщина примесного монослоя); предполагается, что  $(g_1, \tilde{h}_{11}, \tilde{h}_{66}) > 0$ . Пунктиром на рис. 1 показан закон дисперсии при  $k < k_0$  псевдоповерхностной продольной волны — продольный резонанс.

В случае сдвиговой поверхностной волны (типа волны Лява) в интервале частот  $\rho \omega^2 \ll C_{44} k^2$ ,  $\rho_S \omega^2 \gg \tilde{h}_{66} k^2$  из (6) получаем следующий закон дисперсии:

$$\rho_S \omega^2 = C_{44} k. \quad (10)$$

Такой закон дисперсии поверхностных сдвиговых волн может иметь место при наличии тяжелого адсорбированного слоя, характеристики которого удовлетворяют условиям, аналогичным (9):  $\rho_S/\rho \gg a$ ,  $\tilde{h}_{66}/\rho_S \ll \ll C_{44}/\rho$ . В этом случае закон дисперсии сдвиговой поверхностной волны можно изобразить кривой, аналогичной кривой 1 на рис. 1. (При этом предельные законы дисперсии такой волны имеют вид  $\omega = (C_{44}/\rho)^{1/2} k$  в области малых волновых чисел и  $\omega = (\tilde{h}_{66}/\rho_S)^{1/2} k$  в коротковолновом

пределе). Поскольку законы дисперсии (8), (10) имеют место в области волновых чисел  $k \gg \rho/\rho_S$  и частот  $\rho_S \omega^2 \ll A_i$ , то для существования поверхностных упругих волн с такими законами дисперсии силовые константы связи адсорбированного монослоя с подложкой должны удовлетворять условию

$$\min \{A_1, A_2, A_3\} \gg \rho C_{44}/\rho_S, \quad (11)$$

т. е. примесный монослой должен быть сильно связан с кристаллом.

Таким образом, низкочастотная динамика сильно связанного тяжелого замедляющего (в том числе несплошного) адсорбированного слоя на упругой подложке имеет две характерные особенности. 1) Наличие двух ветвей неволноводных поверхностных волн рэлеевской поляризации в коротковолновой области спектра  $1/a \gg k \gg k_0 \sim \rho/\rho_S$  и одной поверхностной рэлеевской и более высокочастотной псевдоповерхностной волн, обладающих отрицательной дисперсией — в длинноволновой области  $k < k_0$ . 2) Существование области волновых чисел  $k_0 \ll k \ll \min \{C_{44}/h_{11}, 1/a\}$ , в которой поляризованные в сагиттальной плоскости и чисто сдвиговые поверхностные волны имеют закон дисперсии  $\omega \sim k^{1/2}$ , характерный для спектра двумерных плазмонов. Эти особенности поверхностных волн (в первую очередь существование трех слабозатухающих ветвей) могут иметь место в случае адсорбции тонких, в том числе островковых, пленок золота на поверхности кремния или стекла [24-26].

### 3. Слабосвязанный адсорбированный монослой

Совершенно иной вид приобретают законы дисперсии поверхностных волн в кристалле со слабосвязанным адсорбированным монослоем. Действительно, когда в области сплошного спектра может выполняться условие  $\rho_S \omega^2 \gg A_i$ , дисперсионные уравнения (3), (4) принимают вид (12), (13) соответственно

$$(\rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{11} k^2)(\rho_S \omega^2 - g_1 k^2) [(\rho \omega^2 - 2C_{44} k^2)^2 - 4C_{44}^2 k^2 \chi_t \chi_l - A_1 A_3 (k^2 - \chi_t \chi_l) - \rho \omega^2 (A_1 \chi_t + A_3 \chi_l)] = 0, \quad (12)$$

$$(\rho_S \omega^2 - \tilde{h}_{66} k^2)(\chi_t + A_2/C_{44}) = 0. \quad (13)$$

Уравнение (12) описывает законы дисперсии связанных поверхностных волн  $\omega_0(k)$ ,  $\omega_1(k)$ ,  $\omega_3(k)$ , поляризованных в сагиттальной плоскости; уравнение (13) определяет закон дисперсии чисто сдвиговой поверхностной волны  $\omega_2(k)$ . В области частот  $\rho_S \omega^2 \gg A_i$  все четыре ветви являются практически бездисперсионными:  $\omega_0 = \tilde{C}_R(k)k$ ,  $\rho_S \omega_1^2 = \tilde{h}_{11} k^2$ ,  $\rho_S \omega_3^2 = g_1 k^2$ ,  $\rho_S \omega_2^2 = \tilde{h}_{66} k^2$ , где  $\tilde{C}_R(k) \geq C_R^{(0)}$  — скорость рэлеевской волны на свободной поверхности твердого тела.

В предельно длинноволновой области поверхностные моды в рассматриваемой системе сводятся к рэлеевской и чисто сдвиговой поверхностным волнам, обладающим отрицательной дисперсией, и к трем резонансным (квазилокальным) модам со следующими значениями частот при  $k=0$ :  $\Omega_1^2 \approx A_1/\rho_S$ ,  $\Omega_2^2 \approx A_2/\rho_S$ ,  $\Omega_3^2 \approx A_3/\rho_S$ . Из уравнений (3), (4) можно найти и затухание этих квазилокальных мод. Так, из уравнения (4) при  $k=0$  можно получить следующее выражение для частоты резонансной моды  $\omega_2(0)$ :

$$\omega_2^2(0) = \frac{A_2}{\rho_S} - \frac{i A_2 \omega}{\sqrt{C_{44} \rho}}. \quad (14)$$

Аналогичные, но более громоздкие выражения могут быть получены из уравнения (3) для затухания при  $k=0$  остальных двух резонансных

мод  $\omega_1(0)$ ,  $\omega_3(0)$ . Условие слабого затухания всех трех резонансных мод можно записать в следующем виде:

$$\rho_S \max \{A_1, A_2, A_3\} \ll \rho C_{44}, \quad (15)$$

которое противоположно условию (11) сильной связи адсорбированного слоя с кристаллической подложкой. Таким образом, если все частоты  $\omega_i(0)$  ( $i=1, 2, 3$ ) попадают в сплошной спектр, то, как видно из (15), малость их затухания определяется не только слабой связью  $A_i$ , но и малостью поверхностной плотности  $\rho_S$  адсорбированного слоя. Если же величина  $\rho_S$  настолько мала, что какая-либо из частот  $\omega_i(0) = (A_i/\rho_S)^{1/2}$  оказывается выше границы сплошного спектра подложки, т. е. соответствует локальным колебаниям оптического типа, то такие колебания вообще перестают затухать за счет переизлучения энергии в подложку. Поэтому экспериментальное исследование слаботухающих поверхностных резонансных колебаний целесообразно проводить в двумерных систе-

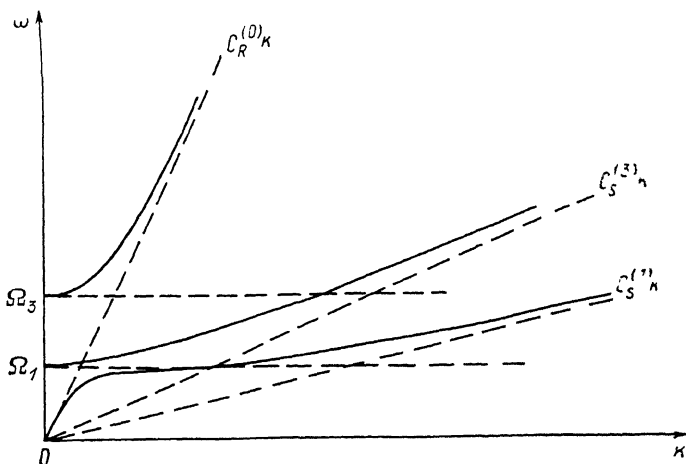


Рис. 2. Законы дисперсии поверхностных и резонансных мод рэлеевской поляризации в кристалле со слабосвязанным примесным монослоем, характеристики которого удовлетворяют условию (15).

$C_R^{(0)}$ ,  $C_S^{(1)}$ ,  $C_S^{(3)}$  — те же, что и на рис. 1;  $\Omega_1 = (A_1/\rho_S)^{1/2}$ ,  $\Omega_3 = (A_3/\rho_S)^{1/2}$  — значения частот резонансных колебаний при  $k=0$ .

мах, образованных адсорбированными слабосвязанными с подложкой монослоями легких атомов (например, в системах монослоев легких благородных газов гелия или неона на графите [27]).

На рис. 2, 3 сплошными линиями приведен характерный для кристалла со слабосвязанным адсорбированным монослоем вид законов дисперсии поверхностных (локализованных) и резонансных (квазилокальных) мод в случае их поляризации в сагиттальной плоскости и в плоскости границы соответственно. Штриховыми линиями изображены законы дисперсии в предельных длинноволновых и коротковолновых областях спектра. Пунктиром на рис. 3 обозначена область частот, в которой сдвиговая резонансная мода, обусловленная слабосвязанным адсорбированным монослоем, сильно затухает за счет переизлучения энергии колебаний в упругую подложку. В случае же волн, поляризованных в сагиттальной плоскости, приведенные на рис. 2 моды в рассматриваемой системе являются слаботухающими во всей области их существования.

Отметим, что наличие низкочастотных слаботухающих резонансных колебаний с конечными частотами при  $k=0$  ( $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ ,  $\Omega_3$ ; рис. 2, 3) является одним из характерных признаков динамики двумерного кристалла, слабо связанного с подложкой. Появление этих резонансных мод в данном случае обусловлено отличием динамической переменной монослоя  $u^S$  от упругого смещения  $u$  границы кристалла. Результаты для сдвиговых

поверхностных и резонансных мод (рис. 3) в предельно длинноволновой области отсутствия взаимодействия между примесными атомами ( $\tilde{n}_{66}=0$ ) соответствуют результатам, полученным при описании колебательных характеристик слабосвязанного примесного монослоя в рамках скалярной модели динамики решетки [28].

Подчеркнем, что, поскольку в случае слабо связанного с кристаллом адсорбированного монослоя условие (11) не выполняется, в спектре поверхностных мод такой системы отсутствует область частот, в которой закон дисперсии имеет вид, характерный для двумерных плазмонов. Кроме того, в отличие от случая сильно связанного тяжелого замедляющего примесного монослоя отсутствует и точка окончания одной из поверхностных мод на конечном волновом числе  $k_0 > 0$ .

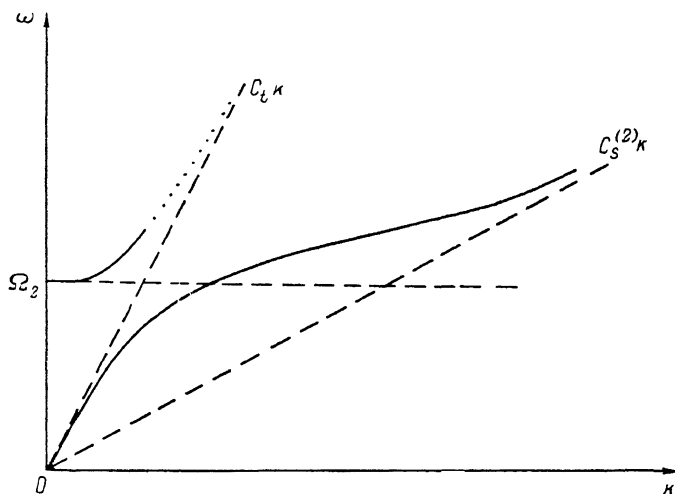


Рис. 3. Законы дисперсии чисто сдвиговых поверхностных и резонансных мод с горизонтальной поляризацией в кристалле со слабосвязанным примесным монослоем, характеристики которого удовлетворяют условию (15).

$C_L = (C_{44}/\rho)^{1/2}$ ,  $C_S^{(2)} = (\tilde{n}_{66}/\rho_S)^{1/2}$ ,  $\Omega_2 = (A_2/\rho_S)^{1/2}$  — значение частоты резонансных колебаний при  $k = 0$ .

В заключение отметим, что так как в предельно длинноволновой области  $k \rightarrow 0$  все поверхностные и резонансные моды колебаний слабо связанного с упругой подложкой адсорбированного монослоя выходят либо на щелевые моды, либо на поверхностные упругие волны в подложке (рэлеевские и чисто сдвиговые), то среднеквадратичные тепловые смещения в этой системе остаются конечными. Поэтому сколь угодно слабая связь двумерного кристалла (монослоя) с упругой подложкой снимает расходимость Ландау—Пайерлса [29] среднеквадратичных тепловых флуктуационных смещений атомов безграничного двумерного кристалла. Этот вывод, как и все проведенное рассмотрение, относится фактически к адсорбированным монослоям и двумерным кристаллам, соизмеримым с деформируемой подложкой.

#### Список литературы

- [1] Ibach H., Mills D. L. // Electron Energy Loss of Spectroscopy and Surface Vibrations. N. Y., Academic Press, 1982. P. 3—50.
- [2] Toennis J. P. // J. Vacuum Sci. Technol. 1987. V. A2. N 5. P. 1055—1061.
- [3] Добржинский Л., Аллан Г., Джафари-Рохани Б., Агравал Б. Физика поверхности: колебательная спектроскопия адсорбатов. М., 1984. С. 82—97.
- [4] Люксютов И. Ф., Наумов А. Г., Покровский В. Л. Двумерные кристаллы. Киев: Наукова думка, 1988. 220 с.
- [5] Szeftel M., Lehwald S., Ibach H., Rahman T. S., Black J. E., Mills O. L. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 4. P. 268—271.
- [6] Rahman T. S., Mills D. L., Black J. E., Szeftel M., Lehwald S., Ibach H. // Phys. Rev. 1984. V. 30B. N 2. P. 589—603.
- [7] Kern K., David R., Palmer R. L., Comsa G. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 19. P. 2064—2067.

- [8] De Wette F. W. Phonons Physics / Ed. J. Kollar, N. Kroo, N. Menya hard, T. Siklos. World Scientific, Singapore, 1985. P. 596—603.
- [9] Agrawal Bal K. // Proc. Indian natn. Sci-Acad. 1985. V. 51A. N 1. P. 27—56.
- [10] Chinn M. D., Fain S. C. // J. de Phys. 1977. V. 38. N 1. P. 4—99.
- [11] Murdoch A. J. // J. Mech. Phys. Solids. 1976. V. 24. N 1. P. 137—146.
- [12] Velasco V. R., Garcia-Moliner F. // Physica Scripta. 1979. V. 20. N 1. P. 111—120.
- [13] Красильников В. А., Крылов В. В. // Акуст. журн. 1980. Т. 26, № 5. С. 732—734.
- [14] Андреев А. Ф., Косевич Ю. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4 (10). С. 1435—1443.
- [15] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6 (12). С. 1221—1229.
- [16] Kosevich Yu. A., Syrkin E. S. // Phys. Lett. A. 1987. V. 122. N 3, 4. P. 178—182.
- [17] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 6. С. 1339—1346.
- [18] Barsch G. R., Horowitz B., Krumhansl J. A. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 11. P. 1251—1254.
- [19] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 113—116.
- [20] Horowitz B., Barsch G. R., Krumhansl J. A. // Phys. Rev. 1987. V. 36B. N 16. P. 8895—8898.
- [21] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // Тез. докл. I Всес. совещ. по высокотемпературной сверхпроводимости. Харьков, 1988. С. 77—78.
- [22] Glass N. E., Maradudin A. A. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 2. P. 796—805.
- [23] Camley R. E., Nizzoli F. // J. Phys. C. 1985. V. 18. N 24. P. 4795—4804.
- [24] Naumovets A. G., Vedula Ju. S. // Surf. Sci. Rep. 1984. V. 4. N 718. P. 365—434.
- [25] Hillebrands B., Baumgart P., Mock R., Guntherodt G., Bechtold P. S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 8. P. 3166—3168.
- [26] Bassoli L., Nizzoli F., Sandercock J. R. // Phys. Rev. 1986. V. 34B. N 2. P. 1296—1299.
- [27] Lauter H. J., Godfrin H., Tiby C., Wiechert H., Obermayer P. E. // Surf. Sci. 1983. V. 125. N 1. P. 265—278.
- [28] Сыркин Е. С., Гельфгат И. М. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 5. С. 525—529.
- [29] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.

ВНИЦПВ  
Москва

Поступило в Редакцию  
26 октября 1988 г.  
В окончательной редакции  
13 февраля 1989 г.